

# 一种实现光子晶体波导定向耦合型多路光均分的新方法<sup>\*</sup>

朱桂新<sup>1)</sup> 于天宝<sup>1)</sup> 陈淑文<sup>1)</sup> 石哲<sup>1)</sup> 胡淑娟<sup>1)</sup> 赖珍荃<sup>1)</sup> 廖清华<sup>1)†</sup> 黄永箴<sup>2)</sup>

1) 南昌大学物理系, 南昌 330031)

2) 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

(2008 年 5 月 8 日收到, 2008 年 7 月 9 日收到修改稿)

将多光子晶体单模波导平行、邻近放置构成定向耦合器。依据自映像原理, 数值分析了输入光场对称入射时, 该系统中光的传播行为。基于此结构, 以三、四通道为例, 设计了超微多路光分束器, 并仅通过对称地改变耦合区中两个介质柱的有效折射率, 使光场在横向发生重新分布, 实现了输出能量的均分或自由分配。和已报道结果相比, 此调制方法更为简单易行而且效率更高, 并可以推广到具有更多输出通道的光分束器中, 在未来的集成光回路中具有广泛的应用价值。

关键词: 光子晶体波导, 定向耦合器, 分束器, 能量均分

PACC: 4270Q, 4278M

## 1. 引言

光子晶体作为一种具有周期性介电结构的人工材料<sup>[1,2]</sup>, 由于具有光子带隙的特性而引起人们的广泛关注。在完整光子晶体中引入线缺陷, 形成光子晶体波导, 可实现大拐弯处的低损耗甚至零损耗的能量传输<sup>[3]</sup>。基于光子晶体波导的各种光电器件, 具有体积小、易于大规模光电集成等优点。光分束器是集成光路和光纤到户的光网络中的重要光学元器件, 目前, 基于定向耦合器<sup>[4,5]</sup>、Y 型结构或 T 型结构<sup>[6,7]</sup>和多模光波导<sup>[8,9]</sup>的  $1 \times 2$  分束器得到了广泛的研究。但是, 基于 Y 型和 T 型结构的分束器, 其透射率比较低, 需要引入额外的微调结构来提高分束器的透射率, 这给分束器的制造带来了困难。如果采用 Y 型结构、T 型结构或  $1 \times 2$  分束器的叠加来实现  $1 \times N$  ( $N \geq 3$ ) 分束器, 整个器件尺寸又会变得较大, 同时也会带来较大的能量损失。

与此同时, 基于多模光波导结构的光学器件, 由于具有尺寸小, 低损耗, 大带宽和极化不敏感等优

点, 也吸引了不少的研究者<sup>[10-13]</sup>。但是在常规的介电多模波导中, 由于随着输出波导数的增加, 这种结构的尺寸会不可避免地变大。相比之下, 基于光子晶体波导定向耦合器的多路光分束器可以满足微尺寸的要求<sup>[14]</sup>。调制光子晶体波导定向耦合型多路光分束器中各输出端能量均分的方法一般是对称地改变耦合区两排介质柱的有效折射率, 从而实现各个输出端口能量的均分。

本文提出了一种更为简便易行的调制方法, 只需改变耦合区内两个对称的介质柱的有效折射率而不需要对称地改变耦合区两排介质柱的有效折射率, 使各导模在耦合区中的相位分布发生改变, 从而改变它们之间的干涉结果, 来实现输出端的能量均分或自由分配。这种调节方法, 所需调节的介质柱数目少, 制备更为方便, 可用来调节的区域的选择更多、更灵活, 而且具有更高的输出效率。本文以三、四通道为例, 分析与研究了这种基于光子晶体波导定向耦合器的多路光分束器, 这种调制方法可推广到具有更多输出通道的结构中。

<sup>\*</sup> 集成光电子国家重点实验室(中国科学院半导体研究所)开放课题、江西省教育厅科学研究课题(批准号 2007-57, GJJ08066)和江西省自然科学基金(批准号 2008GZW0006, 2007GQW2057)资助的课题。

<sup>†</sup> 通讯联系人。E-mail: lqhua@ncu.edu.cn

## 2. 结构及原理分析

无限长介质柱按三角晶格周期性地排列在空气背景中,构成完整光子晶体. 整个结构的参数选取如下:介质柱材料为折射率  $n = 3.4$  的 GaAs, 介质柱半径  $r = 0.18a$ , 其中,  $a$  为晶格常数. 在完整光子晶体中沿  $\Gamma K$  方向去掉一排介质柱形成一个单模波导. 将  $M$  个单模光子晶体波导平行、邻近放置, 每两个波导之间只有一排介质柱相隔, 构成一个  $M$  波导定向耦合器 ( $M$ -DC)<sup>[15-17]</sup>. 本文以 5-DC 和 7-DC 为例, 其结构分别为图 1 中  $1 \times 3$  分束器和  $1 \times 4$  分束器的耦合区.

具有上述结构参数的完整三角晶格光子晶体, 对于 TM 波 (电场平行于介质柱), 在归一化频率  $a/\lambda$  为 0.2956—0.4851 范围内存在一光子禁带. 参照文献 [18], 我们也采用平面波展开法计算了 5-DC 和 7-DC 的色散曲线和归一化频率  $a/\lambda = 0.4$  处导模的电场强度  $|E_y|^2$  分量, 计算选取的超元胞如图 1 中的矩形框所示. 计算结果给出, 在归一化频率  $a/\lambda = 0.4$  处 5-DC 和 7-DC 分别支持 5 个和 7 个传播模式, 且分别支持 3 个和 4 个偶对称模式. 可见,  $M$ -DC 区可视为多模耦合区.

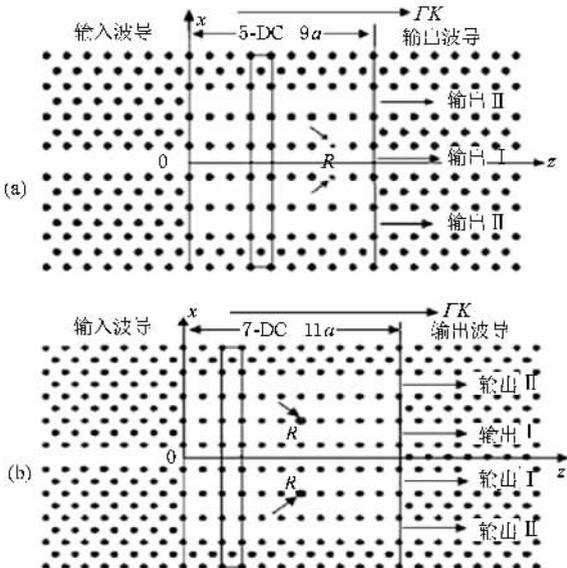


图 1 由输入波导 (5-DC (a), 7-DC (b)) 和输出波导组成的分束器结构图. 箭头所指的介质柱为半径可调介质柱

当光波由单模波导对称入射到  $M$ -DC 时, 只有具有偶对称性的模式被激发, 这些偶模在多模区发生干涉, 引起光波在多模区的重新分布, 出现输入场

的自映像现象. 单重像和多重像在多模区沿传播轴方向周期性地交替分布. 根据多模干涉的自映像理论<sup>[14, 19]</sup>, 将输入场  $\psi(x, 0)$  表示成耦合区所有导模的叠加, 有

$$\psi(x, 0) = \sum_{\nu=0}^m c_{\nu} \varphi_{\nu}(x), \quad (1)$$

其中  $\nu$  为导模的阶数, 这里只有偶模被激发,  $\nu$  为偶数,  $c_{\nu}$  为场的激励因子,  $\varphi_{\nu}(x)$  为  $\nu$  阶导模的场分布,  $m$  为偶模的最高阶数. 传播到  $Z = L$  处, 场分布可以表示为

$$\psi(x, L) = \sum_{\nu=0}^m c_{\nu} \varphi_{\nu}(x) \exp[i(\beta_0 - \beta_{\nu})L]. \quad (2)$$

可用传统介质波导中自映像理论<sup>[19]</sup>的公式

$$L_1 = p^2 \pi / 4 \quad (p = 0, 1, 2, \dots), \quad (3)$$

计算输入场的第一个单重像的位置  $L_1$ , 其中

$$L_{\pi} = \pi(\beta_0 - \beta_1) \quad (4)$$

为两最低阶模式的拍长. 则在

$$L_N = p \frac{L_1}{N} \quad (5)$$

处出现输入场的  $N$  重像, 其中  $N$  为大于等于 2 的整数, 且  $p$  与  $N$  互为质数.

## 3. 结果与讨论

我们选取工作频率为归一化频率  $a/\lambda = 0.4$  的高斯脉冲 (若取晶格常数  $a = 0.62 \mu\text{m}$ , 则该归一化频率对应波长为  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , 正好是光通信中常用的波长). 根据上面的平面波展开法可计算出在  $M$ -DC 中各阶模对应的传播常数, 再由 (3) 和 (5) 式, 计算得到  $M$ -DC 中  $N$  重像的位置. 表 1 中列出了  $a/\lambda = 0.4$  处, 单重像和  $N$  重像分别在 5-DC 和 7-DC 中的位置. 可以看出, 在 5-DC 中, 第一个单重像出现的位置为  $25.7a$ , 相应地三重像的位置为  $8.6a, 17.1a, \dots$ ; 在 7-DC 中, 第一个单重像出现的位置为  $45.2a$ , 相应地三重像的位置为  $15.1a, 31.1a, \dots$ , 四重像出现的位置为  $11.3a, 33.9a, \dots$ . 图 2 给出的是我们通过时域有限差分法计算得到的 5-DC 和 7-DC 中的坡印廷矢量分布. 在 5-DC 中, 第一个单重像和第一个三重像分别出现在  $25a$  和  $8.5a$  处, 在 7-DC 中, 第一个单重像和第一个四重像分别出现在  $44.9a$  和  $11.5a$  处, 这与表 1 中的计算结果基本符合.

基于光波在  $M$ -DC 中的传播行为, 现在设计光子晶体波导定向耦合型超微多路光分束器.  $1 \times N$

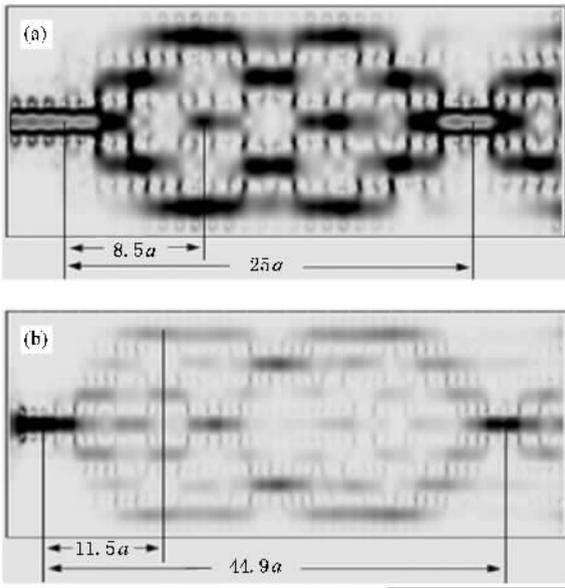


图 2 可调介质柱半径  $R = 0.18a$  时,光场达到稳定输出状态时在 5-DC (a) 和 7-DC (b) 中的坡印廷矢量分布

分束器的结构由输入波导、 $M$ -DC 和输出波导 3 个部分组成. 输入波导由一个单模波导组成,光场由输入波导对称入射到  $M$ -DC 中.  $M$ -DC 构成分束器的多模耦合区. 虽然耦合区的波导数可以选择为偶数,但这种情况实现输入场的对称入射时会造成较大反射,所以在本文中只讨论耦合波导数为奇数的情况. 输出波导部分由  $N$  个单模波导组成,分别置于耦合区中  $N$  重像的位置,每个波导之间由三排介质柱相隔. 图 1 给出了  $1 \times 3$  分束器和  $1 \times 4$  分束器结构示意图. 为了得到紧凑的结构,选择第一个  $N$  重像的位置作为输出波导的起始位置. 从表 1 的计算结果知,5-DC 中,第一个三重像的位置为  $8.5a$ ,7-DC 中,第一个四重像的位置为  $11.3a$ . 为了保证

晶格周期的完整性,耦合区长度的选择必须是晶格常数  $a$  的整数倍. 所以,  $1 \times 3$  分束器和  $1 \times 4$  分束器的耦合长度分别选取为  $9a$  和  $11a$ . 自然这不是耦合器的最佳长度,但可通过结构优化来提高输出效率<sup>[5,9]</sup>. 整个器件的长度分别为  $14.26$  和  $15.5 \mu\text{m}$ . 这种基于光子晶体波导定向耦合的多路光分束器便可实现尺寸微型化,即使在输出波导数很大的情况下,器件仍可保持尺寸微型化.

表 1 归一化频率  $0.4(a/\lambda)$  处,分别在 5-DC 和 7-DC 中,  $\beta_0$  和  $\beta_1$  的计算值,  $L_1$  和  $N$  重像的位置

	$\beta_0(2\pi/a)$	$\beta_1(2\pi/a)$	$L_2/a$	$L_1/a$	$L_3(pL_1/3)a$	$L_4(pL_1/4)a$
$N = 5$	0.2878	0.2732	34.2	25.7	8.6, 17.1, ...	—
$N = 7$	0.2894	0.2811	60.2	45.2	15.1, 30.1, ...	11.3, 33.9, ...

现在采用时域有限差分法计算和模拟光在这种分束器中的传播行为,图 3 给出了  $1 \times 3$  分束器和  $1 \times 4$  分束器中的坡印廷矢量分布,可以清晰地看出,在  $1 \times 3$  分束器中,位于中央的输出波导(记为输出 I)中的能流比两旁的输出波导(记为输出 II)中的能流大,输出 I 和输出 II 的透射率分别约为 56% 和 20%. 在  $1 \times 4$  分束器中,位于中央的二个输出波导(记为输出 I)中的能流比位于两旁的两个输出波导(记为输出 II)中的能流大,输出 I 和输出 II 的透射率分别约为 30.5% 和 17.8%. 由于结构的对称,电场强度和相位均关于传播轴对称分布. 在  $1 \times 3$  分束器中,两旁的两个输出波导中的能流相等. 在  $1 \times 4$  分束器中,位于中央的两个输出波导和两旁的两个输出波导中的能流分别相等.

以上结果表明,在未进行结构调整时,从各个输出波导输出的能量并不均分. 在实际应用中,通常需要使分束器输出能量达到均分. 从(1)式可知,电

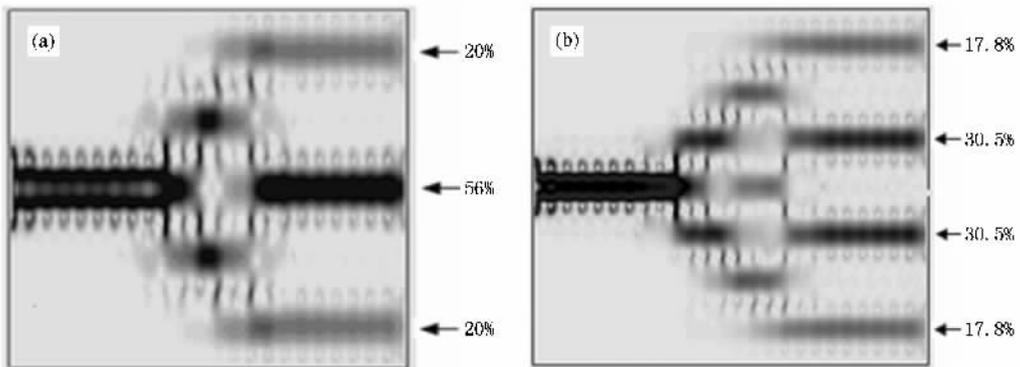


图 3 可调介质柱半径  $R = 0.18a$  时,光场达到稳定状态时在  $1 \times 3$  分束器 (a) 和  $1 \times 4$  分束器 (b) 中的坡印廷矢量分布

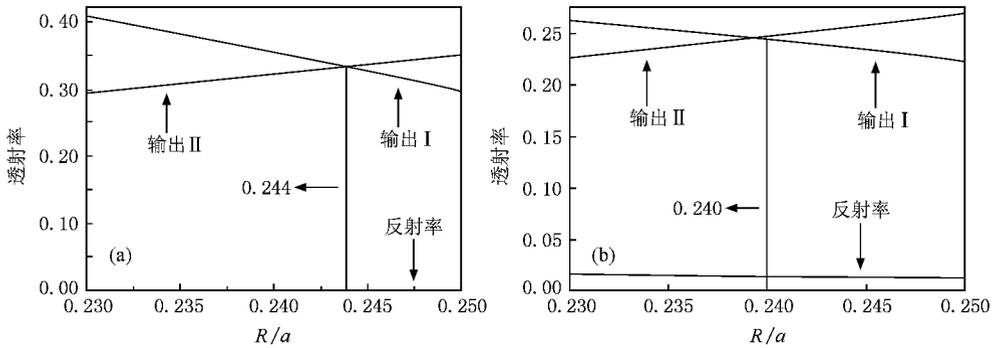


图4 (a)  $1 \times 3$  分束器和(b)  $1 \times 4$  分束器中输出端输出 I 和输出 II 的透射率和分束器的反射率与可调介质柱半径  $R$  的关系

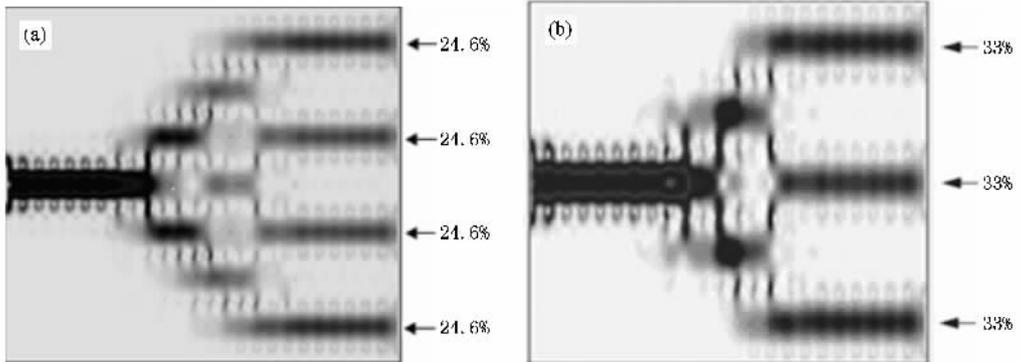


图5 (a) 可调介质柱半径  $R = 0.244a$  时,  $1 \times 3$  分束器中的坡印廷矢量分布;(b) 可调介质柱半径  $R = 0.240a$  时,  $1 \times 4$  分束器中的坡印廷矢量分布

场在耦合区的横向分布由各个导模在耦合区的相干叠加决定. 所以改变耦合区介质柱的有效折射率分布, 使各导模在耦合区中的相位分布发生改变, 就可改变它们之间的干涉结果. 这样可以在不改变耦合长度的条件下, 便可改变光场能量在耦合区中的横向分布. 本文中, 就是采用对称地改变耦合区中的两个介质柱的半径, 来实现输出能量的均分或自由分配. 通过改变调制介质柱的半径, 就改变了介质材料在晶胞中的填充比, 从而实现了调制区域有效折射率的改变. 可调介质柱为图 1 中的耦合区标有箭头的半径为  $R$  的介质柱. 图 4 给出了  $1 \times 3$  分束器和  $1 \times 4$  分束器中各输出端口的透射率以及整个结构的反射率与可调介质柱半径  $R$  的关系. 对于  $1 \times 3$  分束器, 可调介质柱半径  $R = 0.244a$  时, 输出端输出 I 和输出 II 的透射率均达到约 33%, 三个输出端的能量达到了均分. 对于  $1 \times 4$  分束器, 可调介质柱半径  $R = 0.24a$  时, 输出 I 和输出 II 的透射率均达到约 24.6%. 4 个输出端的能量达到了均分. 在

只考虑器件反射能量损失的情况下, 两个分束器的输出效率均达到了 98% 以上. 调整后的分束器中的坡印廷矢量分布如图 5 所示,  $1 \times 3$  分束器的 3 个输出端的能流达到了均分,  $1 \times 4$  分束器中 4 个输出端的能流达到均分. 由图 4 可知, 改变可调介质柱的半径  $R$ , 还可以实现输出能量的自由分配. 对于  $1 \times 3$  分束器, 可调介质柱半径  $R$  在  $0.230a - 0.244a$  范围内变化时, 输出 I 的透射率从约 42% 变到 33%, 输出 II 的透射率从约 29% 变到 33%;  $R$  在  $0.244a - 0.250a$  范围内变化时, 输出 I 的透射率从 33% 变到约 28%, 输出 II 的透射率从 33% 变到约 35%. 对于  $1 \times 4$  分束器, 可调介质柱半径  $R$  在  $0.230a - 0.240a$  范围内变化时, 输出 I 的透射率从约 26% 变到 24.6%, 输出 II 的透射率从约 23% 变到 24.6%;  $R$  在  $0.240a - 0.250a$  范围内变化时, 输出 I 的透射率从 24.6% 变到约 22%, 输出 II 的透射率从 24.6% 变到约 27%. 图 4 中只计算了可调介质柱半径  $R$  的一部分取值与各输出端透射率的关系, 当

$R$  取  $0.230a$ — $0.250a$  范围以外的值时,分束器各输出端的透射率还会出现其他的取值.

这里需要指出的是:使各个输出端的输出能量达到均分,可调介质柱的半径  $R$  的取值并不是唯一的.而且图 1 中给出的可调介质柱也不是唯一的,还可以调节耦合区其他的介质柱.此外,改变介质柱本身的折射率也可以实现输出端能量的重新分布.在耦合区中,只要有场分布的地方,改变介质柱的有效折射率分布,都可使光场能量在横向上发生重新分布,从而实现输出能量的均分或自由分配.本文以三、四通道为例所采用的调制方法还可以推广到具有更多输出端的分束器中.通过研究我们还发现,如果非对称地改变耦合区介质柱的有效折射率分布,还可实现每个输出端口的输出能量的自由

分配.

## 4. 结 论

本文提出了一种调制光子晶体波导定向耦合型超微多路光分束器输出能量比例的新方法,仅仅通过对称地改变耦合区中两个介质柱的有效折射率分布,使光场在横向上发生重新分布,从而改变它们之间的干涉结果,便可实现输出能量的均分或自由分配.和已报道结果相比,这种方法所需调制的介质柱数目少,制作更为简便,可调区域的选择更多、更灵活,而且具有更高的输出效率,在未来的集成光回路中具有重要的潜在应用价值.

- [ 1 ] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [ 2 ] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [ 3 ] Mekis A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3787
- [ 4 ] Park I, Lee H S, Kim H J, Moon K M, Lee S G, Park S G, Lee E H 2004 *Opt. Express* **12** 3599
- [ 5 ] Yu T B, Wang M H, Jiang X Q, Liao Q H, Yang J Y 2007 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **9** 37
- [ 6 ] Boscolo S, Midrio M, Krauss T F 2002 *Opt. Lett.* **27** 1001
- [ 7 ] Fan S, Johnson S G, Joannopoulos J D, Manolatu C, Haus H A 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 162
- [ 8 ] Zhang Y, Li Z, Li B 2006 *Opt. Express* **14** 2679
- [ 9 ] Liu T, Zakharian A R, Fallahi M, Moloney J V, Mansuripur M 2004 *Lightwave Technol.* **22** 2842
- [ 10 ] Park I, Kim H J, Lee S G, Lee E H 2005 *Proc. SPIE* **5729** 232
- [ 11 ] Zhang Y, Li Z J, Li B J 2006 *Opt. Express* **14** 2679
- [ 12 ] Yu T B, Jiang X Q, Yang J Y, Zhou H F, Liao Q H, Wang M H 2007 *Phys. Lett. A* **369** 167
- [ 13 ] Shen X P, Han K, Li H P, Shen Y F, Wang Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1737 ( in Chinese ) [ 沈晓鹏、韩 奎、李海鹏、沈义峰、王子煜 2008 物理学报 **57** 1737 ]
- [ 14 ] Yu T B, Zhou H F, Gong Z, Yang J Y, Jiang X Q, Wang M H 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 095101
- [ 15 ] Boscolo S, Midrio M, Someda C G 2002 *IEEE J. Quantum Elect.* **38** 47
- [ 16 ] Kuchinsky S, Vladislav Y G, Kutikov A Y, Pearsall T P, Nedeljkovic D 2002 *IEEE J. Quantum Elect.* **38** 1349
- [ 17 ] Yu T B, Wang M H, Jiang X Q, Yang J Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1851 ( in Chinese ) [ 于天宝、王明华、江晓清、杨建义 2006 物理学报 **55** 1851 ]
- [ 18 ] Johnson S G, Joannopoulos J D 2001 *Opt. Express* **8** 173
- [ 19 ] Soldano L B, Pennings E C M 1995 *J. Lightwave Tech.* **13** 615

# A new way of uniform splitting of the optical power by directional coupling between the photonic crystal waveguides<sup>\*</sup>

Zhu Gui-Xin<sup>1)</sup> Yu Tian-Bao<sup>1)</sup> Chen Shu-Wen<sup>1)</sup> Shi Zhe<sup>1)</sup>  
Hu Shu-Juan<sup>1)</sup> Lai Zhen-Quan<sup>1)</sup> Liao Qing-Hua<sup>1)†</sup> Huang Yong-Zhen<sup>2)</sup>  
1) *Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330031, China*  
2) *Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*  
( Received 8 May 2008 ; revised manuscript received 9 July 2008 )

## Abstract

Directional coupler can be constructed by putting multiple photonic crystal waveguides together. The propagation of the optical field entering this system symmetrically was analysed numerically according to self-imaging principle. On the basis of this structure, ultracompact multiway beam splitter was designed and the ones with three and four output channels were discussed in details as examples. By simply tuning the effective refractive index of two dielectric rods in the coupler symmetrically to induce the redistribution of the power of the optical field, uniform or free splitting can be achieved. Compared with the reported results, this way is simpler, more feasible and more efficient and has extensive practical value in future photonic integrated circuits.

**Keywords** : photonic crystal waveguide, directional coupler, beam-splitter, uniform energy distribution

**PACC** : 4270Q, 4278M

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Open Project of the State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics of Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, the Research Project from Department of Education of Jiangxi Province, China ( Grant Nos. 2007-59, GJJ08066 ), and the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China ( Grant Nos. 2008GZW0006, 2007GQW2057 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: lqhua@ncu.edu.cn